

**508 Секция IX. Физические и математические методы исследования**

При обработке экспериментальных данных было замечено, что покрытия из более пластичных металлов подвергаются большему упрочнению.

При формировании порошкового покрытия при волочении происходит упрочнение не только покрытия, но и материала проволоки. Для изучения изменения микротвердости стальной проволоки от степени деформации при нанесении покрытий из различных материалов осуществляли ее замер на расстоянии 50 мкм от края покрытия.

В результате проведенных экспериментов были установлены зависимости изменения микротвердости проволоки от степени ее деформации (рис. 4).

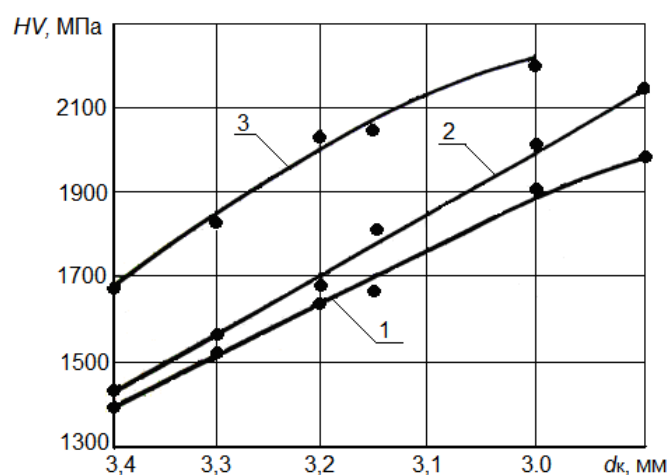


Рис. 4. Зависимость микротвердости стальной проволоки от диаметра калибрующей зоны: 1 – свинцовое покрытие; 2 – оловянное покрытие; 3 – цинковое покрытие

Из полученных зависимостей видно, что микротвердость проволоки тем выше, чем больше степень деформации при волочении, а также при нанесении покрытий из менее пластичного металла.

**Л и т е р а т у р а**

1. Бальшин, М. Ю. Основы порошковой металлургии / М. Ю. Бальшин, С. С. Кипарисов. – М. : Металлургия, 1978. – 184 с.
2. Зенин, Б. С. Современные технологии поверхностного упрочнения и нанесения покрытий : учеб. пособие / Б. С. Зенин, А. И. Слосман ; Томск. политехн. ун-т. – 2-е изд. – Томск : Изд-во Томск. политехн. ун-та, 2012. – 120 с.

**РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНЫХ ДВИЖЕНИЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ  
МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ**

**С. В. Стельмашонок**

*Учреждение образования «Гомельский государственный технический  
университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь*

Научный руководитель Д. Г. Кроль

Задача о течении вязкой жидкости между двумя коаксиальными вращающимися цилиндрами относится к классическим проблемам гидродинамики. Прикладные аспекты данного вопроса связаны с гидродинамической теорией смазки, с формиро-

ванием вихревых структур в природных и технических гидродинамических системах. В данной работе рассматривается неклассический вариант задачи о течении жидкости между соосными вращающимися цилиндрами, а именно: учитывается рэлеевская сила сопротивления  $\mathbf{F} = -\zeta \mathbf{v}$ , где  $\zeta > 0$  – коэффициент «внешнего» трения;  $\mathbf{v}$  – вектор скорости. Цель данной работы – изучить воздействие силы  $\mathbf{F} = -\zeta \mathbf{v}$  на завихренность течения жидкости между вращающимися цилиндрами.

Для вязкой несжимаемой жидкости в полярных координатах  $(r, \varphi)$  рассмотрим следующий класс стационарных цилиндрических течений:

$$v_r \equiv 0, \quad v_\varphi = v(r), \quad p = p(r), \quad T = T(r); \quad (1)$$

$$F_r \equiv 0, \quad F_\varphi = F_\varphi(v^2, T, r), \quad q_v = q_v(v^2, T, r), \quad c_p, \lambda, \mu, \rho = \text{const};$$

$$\tau_{rr} \equiv 0, \quad \tau_{\varphi\varphi} \equiv 0, \quad \tau_{r\varphi} = \mu(dv/dr - v/r).$$

Здесь  $\mathbf{v}(v_r, v_\varphi)$  – вектор скорости;  $\rho$  – плотность;  $\mathbf{F}(F_r, F_\varphi)$  – вектор массовой силы;  $\tau_{rr}, \tau_{\varphi\varphi}, \tau_{r\varphi} = \tau_{\varphi r}$  – компоненты девиатора тензора напряжений;  $T$  – температура;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости. Объемный источник энергии  $q_v(v^2, T, r)$  моделирует воздействие внутренних источников тепла и теплообмен жидкости с внешней средой. Для диссипативной функции  $\Phi$  принимаем оценку  $\Phi \ll |q_v|$ , т. е. рассматриваем процессы, для которых можно пренебречь выделением тепла за счет вязкой диссипации энергии.

Движение (1) определяется уравнениями Навье–Стокса и уравнением энергии, которые можно записать в виде динамической системы:

$$\frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} = \frac{v}{r^2} - \frac{F_\varphi}{v}, \quad \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda}; \quad (2)$$

$$F_\varphi = -\zeta v, \quad \zeta = \zeta(v^2, T, r), \quad q_v = q_v(v^2, T, r), \quad v = \mu/\rho.$$

Давление  $p(r)$  подсчитывается автономно от системы (2):

$$(dp/dr)/\rho = v^2/r.$$

Очевидно, что уравнение неразрывности выполняется тождественно. Далее будем применять безразмерные величины, обозначая их чертой сверху:  $\bar{v} = v/v_1$ ,  $\bar{\tau} = \tau/v_1$ ,  $\bar{r} = r/r_0$ , где  $T - T_0 = v_1 \tau/c_1$ ;  $c_1, r_0, v_1$  – положительные постоянные, имеющие размерность удельной теплоемкости Дж/(кг · град), длины и скорости, соответственно;  $T_0$  – отсчетное значение температуры. Для коэффициента сопротивления и источника энергии применяем частные зависимости следующего вида:

$$\bar{\zeta} = r_0^2 \zeta / \nu = [2(1 - 3\bar{\tau}^2 + \bar{\nu}^2) - 1] / \bar{r}^2; \quad (3)$$

$$\bar{q}_0 \equiv c_1 r_0^2 q_0 / (\lambda \nu_1^2) = 2\bar{\tau}(\bar{\tau}^2 - 3\bar{\nu}^2 - 1) / \bar{r}^2. \quad (4)$$

В этом случае система (2) имеет точное решение [1]:

$$\bar{\nu} = 2\varepsilon \cdot \sin(2)/\delta, \quad \bar{\tau} = (1 - \varepsilon^2)/\delta, \quad \delta = 1 + \varepsilon^2 \cdot \cos(2\alpha), \quad \alpha = \ln(r/r_0). \quad (5)$$

Здесь  $\varepsilon$  – параметр решения. В частном случае  $\varepsilon^2 = 1$  получаем изотермическое течение,  $T = T_0 \equiv \text{const}$ . Для функций (3), (4) явная зависимость от радиальной координаты характеризует структурную неоднородность, присущую внешней силе сопротивления за счет образования кластеров. Динамические и тепловые свойства коэффициента сопротивления определяются неравенствами  $\partial \bar{\zeta} / \partial (\bar{\tau}^2) < 0$ ,  $\partial \bar{\zeta} / \partial (\bar{\nu}^2) > 0$ . Для качественного и количественного описания свойств неклассического течения здесь применяются числа Тейлора [2]. Число  $\text{Ta}_1$  строим на основе функции завихренности  $\bar{\omega} = \bar{\omega}(\bar{r})$ :

$$\text{Ta}_1 = \frac{d}{dr} [(\bar{\omega} \bar{r}^2)^2] / \left[ \bar{r}^s \left( \frac{d\bar{\omega}}{d\bar{r}} \right)^2 \right].$$

Число  $\text{Ta}_2$  строим на основе угловой скорости  $\Omega = \bar{\nu} / \bar{r}$ :

$$\text{Ta}_2 = \frac{d}{dr} [(\Omega \bar{r}^2)^2] / \left[ \bar{r}^s \left( \frac{d\Omega}{d\bar{r}} \right)^2 \right].$$

Еще одним источником информации является зависимость момента  $\bar{M}_1$  вязких сил и момента  $\bar{M}_2$  сил сопротивления от радиальной координаты:  $\bar{M}_1 = 2\pi \bar{\tau}_{\text{вп}} \bar{r}^2$ ,  $\bar{M}_2 = -\pi \bar{\nu} \bar{\zeta} \bar{\nu} \bar{r}^3$ . Из (5) следует, что  $\delta > 0$  при  $\varepsilon^2 \neq 1$ . Если  $\varepsilon^2 < 1$ , то  $\tau > 0$ , течение происходит в «горячей» области,  $T > T_0$ . Если  $\varepsilon^2 > 1$ , то  $\tau < 0$ , имеем «холодную» область,  $0 < T < T_0$ . Результаты расчета, при котором неподвижен внутренний цилиндр, а внешний цилиндр вращается с постоянной угловой скоростью, для «горячей» области даны на рис. 1.

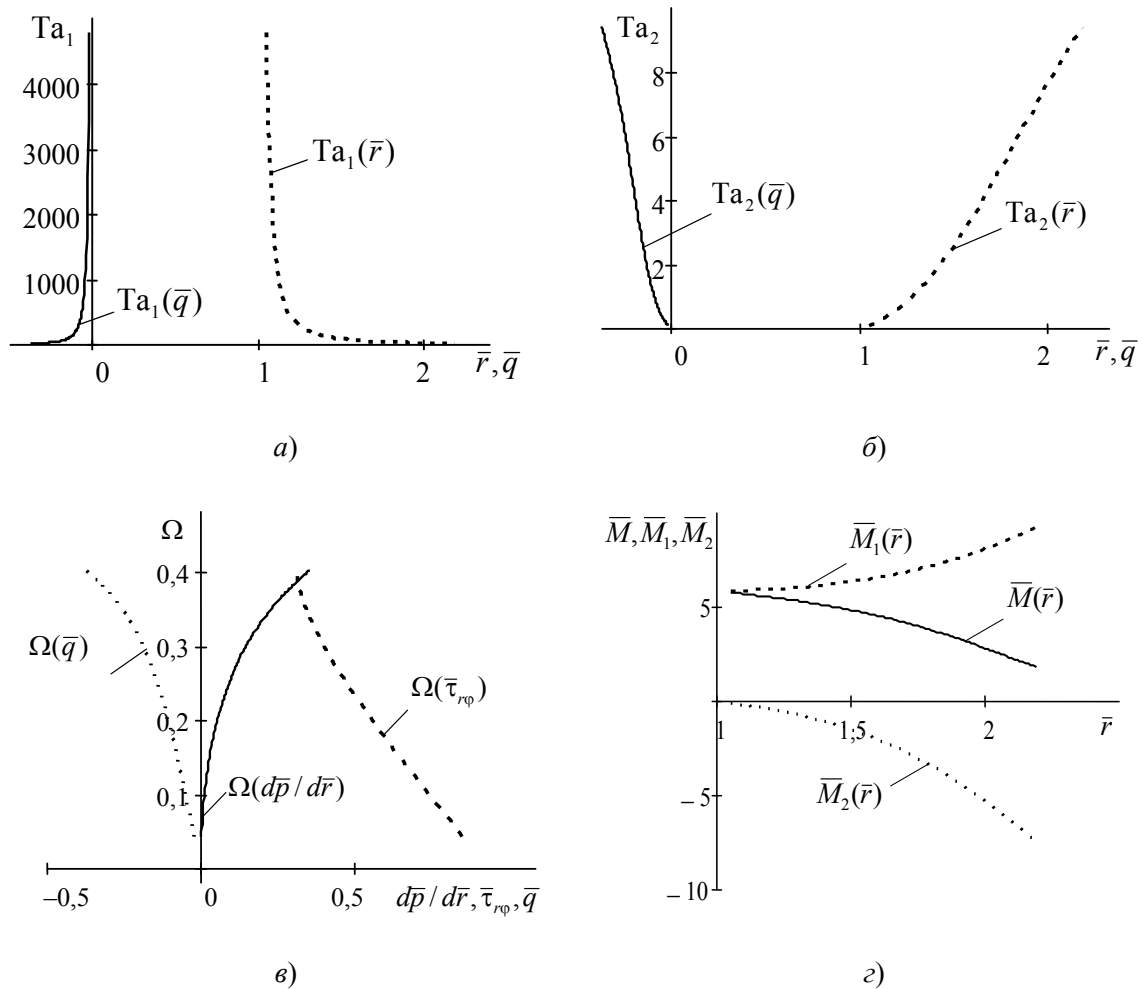


Рис. 1. Неизотермические свойства вихревого поля:  
 $\varepsilon = 0,6$ ;  $r_1 = 2,19$ ;  $r_0 = 1,05$

Из этих расчетов следует, что числа Тейлора  $Ta_1$  и  $Ta_2$  по-разному реагируют на увеличение модуля теплового потока, а именно:  $d(Ta_1)/d|\bar{q}| < 0$ ,  $d(Ta_2)/d|\bar{q}| > 0$ . Градиент давления и вязкое касательное напряжение оказывают конкурентное воздействие на угловую скорость течения. При росте  $d\bar{p}/d\bar{r}$  наблюдается рост  $\Omega$ , а при увеличении  $\tau_{r\varphi}$  угловая скорость уменьшается. Момент вязких сил  $\bar{M}_1$  и модуль момента сил сопротивления  $|\bar{M}_2|$  монотонно растут по мере удаления от неподвижного внутреннего цилиндра.

Данная работа выполнена в рамках государственной программы «Энергетические системы, процессы и технологии 2.84». Научный руководитель проекта – профессор О. Н. Шабловский.

#### Литература

1. Шабловский, О. Н. Нелинейное сопротивление и завихренность течения жидкости между коаксиальными вращающимися цилиндрами / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль, И. А. Конце-

- вой // Уч. зап. Забайкал. гос. ун-та. Физика. Математика. Техника. Технология. – 2016. – Т. 11, № 4. – С. 59–68.
2. Белоцерковский, О. М. Турбулентность: новые подходы / О. М. Белоцерковский, А. М. Опарин, В. М. Чечеткин. – М. : Наука, 2003. – 286 с.

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛАСТОМЕРНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО АППАРАТА**

**А. А. Лопатин**

*Учреждение образования «Гомельский государственный технический  
университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь*

Научный руководитель А. И. Столяров

Гидравлические амортизаторы для вагонов (поглощающие аппараты автосцепки) различаются по виду дросселируемой рабочей среды и способу создания квазистатической силы сопротивления. Перспективным является использование в качестве рабочей среды полимерных эластомеров, сжимаемость которых в замкнутом объеме достигает 15 %. Уникальная комбинация свойств силоксанового эластомера позволяет одновременно реализовать функции демпфирования и упругого элемента амортизатора. Однако препятствием внедрению эластомерных поглощающих аппаратов (ПА) является вопрос надежности указанных изделий. Из-за высоких осевых усилий в автосцепке при соударении вагонов давление в рабочей камере аппарата достигает 500 МПа, а напряжения в стенках достигают предела текучести высокопрочных сталей 38ХС, 40ХС. Объем аппарата и толщина стенок гидроцилиндра лимитированы размером автосцепки, что накладывает жесткие ограничения на возможности геометрической оптимизации. Таким образом, совершенствование конструкции ПА в значительной степени определяется комплексным рациональным выбором состава эластомера, диаметра дросселирующего отверстия и других конструктивных параметров аппарата, при котором обеспечивается его работоспособность.

Целью данной работы было исследование напряженно-деформированного состояния эластомерного поглощающего аппарата. Расчет напряжений и деформаций проводили с помощью метода конечных элементов, а течения рабочей среды – методом конечных объемов.

На рис. 1 показана конструкция ПА, в поршне которого 3 выполнены три дроссельных криволинейных отверстия диаметром 7 мм. На внутренней поверхности плунжера 1 предложены три направляющие 2, которые ограничивают возможный поворот поршня со штоком, вызванный наличием тангенциальной составляющей потока эластомера.